

ボルテックス・チューブ内の流れについて (8ノズルの場合)

三 上 房 男
奥 井 健 一

On the Flow in the Vortex Tube (The Case of Eight Nozzles)

Fusao MIKAMI

Kenichi OKUI

In the previous report⁽¹⁾, the authors investigated the flow in the vortex chamber of the counterflow vortex tube with a single nozzle. Again, they measured the velocity, pressure and stream angle distributions in the vortex chamber under the same conditions as the previous report except the number of nozzle.

The results were compared with those in the case of the single nozzle, and the theoretical velocity distribution was obtained by the Glauert's method⁽²⁾.

1. 結 言

前報告⁽¹⁾において、単一ノズルを持つカウンター・フロー型ボルテックス・チューブについて、冷気温度が最低となる様に装置を設定し、渦室内の流れを把握するために、全圧、静圧等を測定した結果を報告した。本報告では、ノズル8個を取りつけて、他の条件を同一にした場合の全圧、静圧等を測定した。これを単一ノズルの場合と比較し、又、wall jetの理論値と比較した。

2. 実験装置及び方法

実験装置は前回の単一ノズルの場合と大体同じであるが、概略を記すと、まず圧縮機から吐き出された 1.1kg/cm^2 の圧縮空気は、ノズルを通して内径 50mm 、長さ 2m のアクリル樹脂製パイプのカウンター・フロー型ボルテックス・チューブに吹き出される。この場合のノズルは $1.5\text{mm} \times 4.0\text{mm}$ の矩形のノズルが、図-1に示されている様に8個あり、その断面積の和は、前回の単一ノズルの断面積 48mm^2 に等しくしてある。流量測定は、全流量及び冷気流量をオリフィス流量計で測り、温度測定は、各オリフィス流量計の上流及び暖

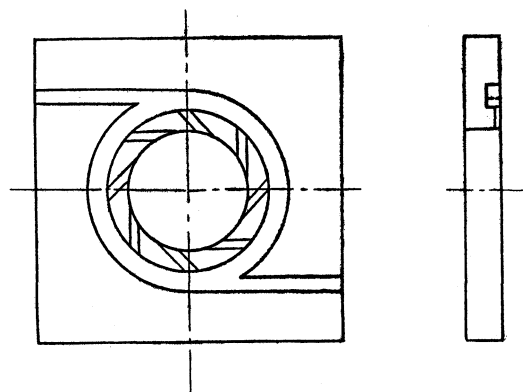


図-1 ノズル

気側管端に、各々、銅-コンスタンタン熱電対を入れて測定した。暖気側管端には、円錐バルブをつけて、冷気流量と全流量との流量比を変化できる様にした。この流量比を変化させたとき、ノズル8個の場合も単一ノズルの場合と同じ流量比 0.25 で冷気温度が最低となったので、この位置に円錐バルブを設定した。速度、圧力及び流れ方向と軸方向とのなす角度は、前回用いた 2mm φのステンレス・パイプで作った円筒型2孔ピトー管で測定した。

3. 実験結果

単一ノズルの場合と、ノズル8個の場合を比較するために、まず管内壁より1mm内側に入った位置で、円周まわりについて、前報で定義した流れ角の分布を比べた。前報の単一ノズルの場合には、測定断面の位置に関係なく、最大・最小の差が約 20° であったが、このノズル8個の場合では、ノズルに近い断面で、わずかにその差はあるが、 $Z=4$ （ノズルからの距離とボルテックス・チューブ内径との比）以上では 2° 以下となっていることが判った。又、同一断面で、異なる4方向（ 90° 間隔）から半径方向に、静圧、速度、流

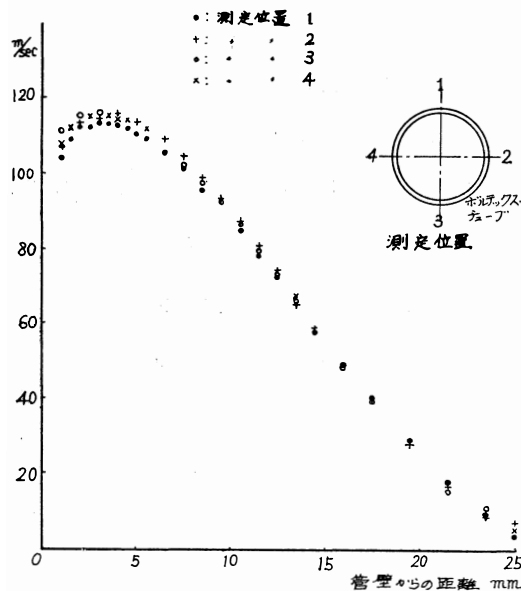


図-2(a) 速度分布

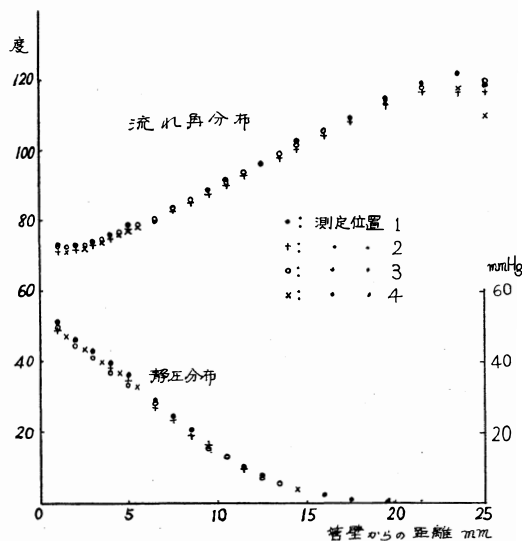


図-2(b) 流れ角及び静圧分布

れ角を測定すると、図-2(a)・(b)に示す様になった。この図での測定断面は $Z=3.2$ で4方向からの差は2%程度あるが、ほとんど同じ値となっている。流れ角が 90° 以上で逆流を表わしているが、4方向からの値が一致していることは、逆流部分が偏心していないことを表わしている。従って単一ノズルの場合の偏心距離が $4.0 \sim 4.5\text{mm}$ であったが、ノズル8個の場合では、それがほとんどなく、極めて均一な旋回流となっていることが判った。次に測定断面を変えて、半径方向に測定した流れ角及び静圧の分布を、図-3(a), (b)に示す。これらの変化の傾向は、単一ノズルの場

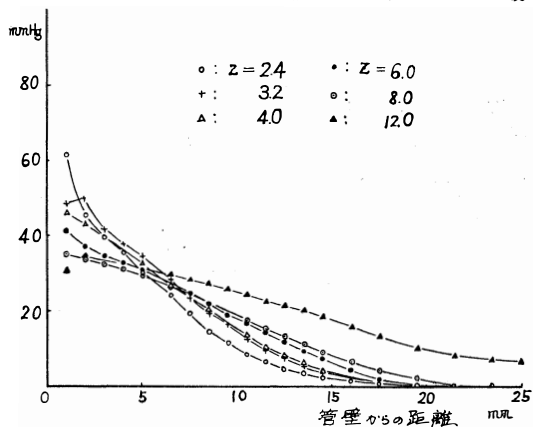


図-3(a) 静圧分布

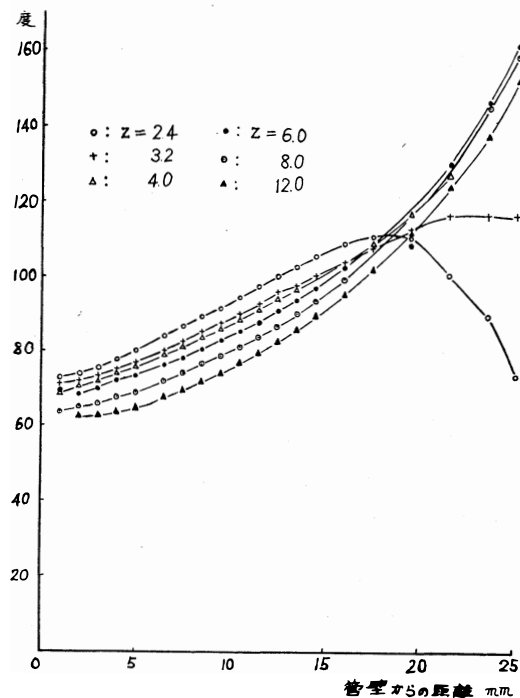


図-3(b) 流れ角分布

合と同じになった。

4. 計算値との比較

2次元乱流の場合の wall jet は, M. B. Glauert⁽²⁾によると次の各式が導かれる。吹き出し口から流れに沿う距離を x , 壁面からの距離を y とし, x 方向, y 方向の速度成分を u, v , ϵ を eddy viscosity, ν を動粘性係数, U を代表速度, Ψ を流関数として, 次の無次元化の式を作る。ここで $-$ は無次元量を表わす。

$$\bar{x} = \frac{U \cdot x}{\nu}, \quad \bar{y} = \frac{U \cdot y}{\nu}, \quad \bar{u} = \frac{u}{U}, \quad \bar{v} = \frac{v}{U}, \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\bar{\Psi} = \frac{\Psi}{\nu}, \quad u = \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial \bar{y}}, \quad v = -\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial \bar{x}}$$

壁面から最大速度 u_{\max} の位置までの y の距離を δ とし, $u_{\max} \propto x^a$, $\delta \propto x^b$ (a, b は定数) とする。

ここで壁面近くにおいて, 次の関係式,

$$\bar{\Psi} = \bar{x}^{4-4b} f(\eta), \quad \eta = \frac{4-4b}{\lambda} \bar{y} \bar{x}^{-b}, \quad \alpha = \frac{4-5b}{4b-4} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\epsilon = A \lambda \bar{x}^{3-3b} f'^2 \nu \quad [A: \text{定数}, \lambda: \alpha \text{ によって定まる定数}]$$

を用いると, 境界層方程式は,

$$\frac{d}{d\eta} (A f_1^6 f_1'') + f_1 f_1'' + \alpha f_1'^2 = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる。更に

$$f_1 = \frac{A}{B} f_2 \text{ とし, } B = \frac{2+\theta}{\alpha+\theta}, \quad \theta: \text{微小量}$$

(≈ 0.07) とおくと (3) 式は

$$\frac{d}{d\eta} (f_2^6 f_2'') + f_2 f_2'' + 2f_2'^2 = 0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

又, 壁面より離れた部分では, $\epsilon = \lambda \bar{x}^{3-3b} \nu$ とし, これと (2) 式より境界層方程式は,

$$f_0'' + f_0 f_0'' + \alpha f_0'^2 = 0 \quad \dots\dots\dots(5)$$

となる。ここで (3), (4), (5) 式の f に便宜上, 異った添字をつけて, 壁面近くの f_1 及び f_2 と, 離れた場所の f_0 とに区別した。

境界条件は,

$$(4) \text{ 式に対して } \eta = 0: f = f' = 0 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$(5) \text{ 式に対して } \eta \rightarrow \infty: f' \rightarrow 0$$

そこで (5) 式における α を決定すると, (4), (5) 式は共に解かれる。

今, 両式を最大速度の位置で matching する。その点の η を η_m とすると, matching の条件は

$$f_0'(\eta_m) = f_1'(\eta_m) = 0, \quad f_0(\eta_m) = f_1(\eta_m) \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$f_0(\eta_m) = f_1(\eta_m)$$

となる。

次に, ボルテックス・チューブ内の流れは, 凹面に沿う流れであるが, 今, 近似的に上の wall jet の速度分布に適用する。wall jet の内側の解 (壁面から最大速度の位置まで) $f(\eta)$ は, (4), (6) 及び (7) 式から解くことが出来る。

外側の解 (最大速度の位置から無限大まで) を求めるために, まず,

$$f_0 = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (-e^{-\eta})^m$$

と近似して (5) 式に代入し, $\eta \rightarrow \infty: f_0 \rightarrow 1$ なる条件を入れると,

$$f_0 = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (\alpha) \left\{ -e^{-(\eta+q_0)} \right\}^m$$

なる形となる。ここで

$$C_0 = 1 \quad C_1 = 1$$

$$C_2 = \frac{1}{4} (1 + \alpha) C_1^2, \quad C_3 = \frac{1}{18} (5 + 4\alpha) C_1 C_2$$

$$C_4 = \frac{1}{48} \left\{ (10 + 6\alpha) C_1 C_3 + (4 + 4\alpha) C_2^2 \right\}$$

$$C_5 = \frac{1}{100} \left\{ (17 + 8\alpha) C_1 C_4 + (13 + 12\alpha) C_2 C_3 \right\}$$

$$C_6 = \frac{1}{180} \left\{ (26 + 10\alpha) C_1 C_5 + (20 + 16\alpha) C_2 C_4 \right. \\ \left. + (9 + 9\alpha) C_3^2 \right\}$$

又, q_0 は matching の条件 (7) より決定される。

上の近似式で η の大きい所では, $f(\eta)$, $f'(\eta)$, $f''(\eta)$ が求まるが, η の小さい領域は近似度が悪くなるので, η の大きい点での $f(\eta)$, $f'(\eta)$, $f''(\eta)$ を初期値として, その点から f' が最大値をとる点までを, ルンゲ・クッタ・ギル法を用い, (5) 式を電子計算機 (富山大学計算センター OKITAC5090) を用いて解いた。従って, 以上2つの解より任意定数 α が定まれば, 速度分布の理論曲線を求める事が出来る。それで, α に対応する $f_m(\eta_m)$, η_m (m は最大速度なる点を表わす添字である) を予め求めておく。

次に (1), (2) 式より

$$u = \frac{(4-4b)U^{5-5b}}{\lambda \nu^{4-5b}} f' x^{4-5b} \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$y = \frac{\lambda \nu^{1-b}}{(4-4b)U^{1-b}} \eta x^b \quad \dots\dots\dots(9)$$

ここで, λ は M. B. Glauert によると

$$\lambda = \frac{0.0275}{\alpha + 0.07} \cdot \frac{f_0'(\eta_m)}{f_0^4(\eta_m)}$$

$f_0(\eta_m)$ 及び $f_0'(\eta_m)$ は, 共に α の関数, 従って λ は α の関数である。

代表速度 U は定っていないので、速度が最大なる位置で、次の様に決定する。すなわち(8), (9)式より、それぞれ

$$U = \left\{ \frac{\lambda \nu^{4-5b} u_{\max}}{(4-4b)f'_m x^{4-5b}} \right\}^{\frac{1}{5-5b}} \quad \dots\dots\dots(10.a)$$

$$U = \left\{ \frac{\lambda \nu^{1-b} \eta_m x^b}{(4-4b)\delta} \right\}^{\frac{1}{1-b}} \quad \dots\dots\dots(10.b)$$

となる。まず、 x はノズル出口からボルテックス・チューブ内の気流の流れ角より計算した壁面に沿う距離をとり、 y は管内壁からの距離をとる。チューブ内の気流の最大速度 u_{\max} 及びその時の y の値 δ は、 u , y の実験値より最小自乗法で u_{\max} , δ を求める。その結果

を図-4示す。この図より更に $u_{\max} = Cx^\alpha$, $\delta = Dx_d$ ($C \cdot D \cdot c \cdot d$:定数)と近似し、最小自乗法で整理した値を用いる。

従って、 x , δ , u_{\max} , ν は実験値より一義的に定まり、又、 λ , η_m , f'_m , b は α のみの関数であったので、(10.a)・(10.b)の二式より α 及び U が求められる。ボルテックス・チューブ内の速度分布の場合には、この様にして求めた U は x によって変化する。すなわち、 x の各断面で α 及び U は変化しているが、その断面に対応する α 及び U を用いて(8), (9)式より η 及び f' を求め、実験値を整理した。その結果を図-5に示す。

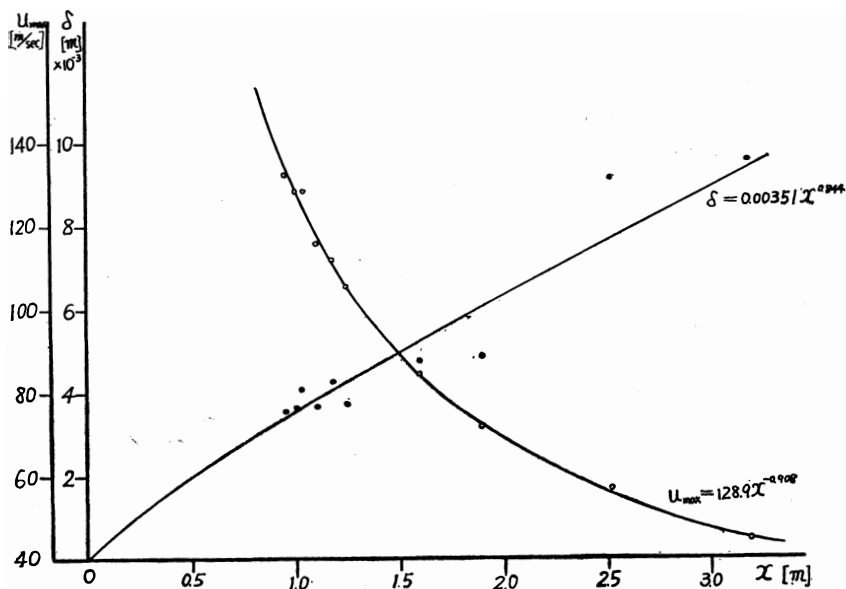


図-4

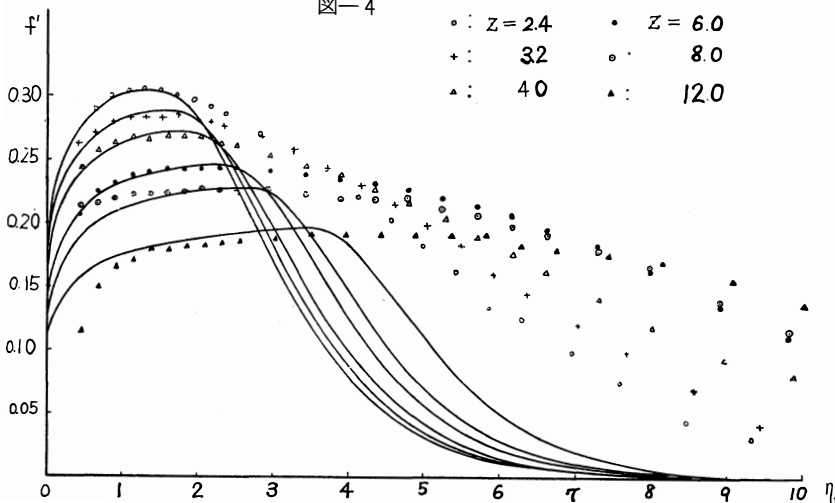


図-5 速度分布

この図からわかる様に、壁面($\eta=0$)から最大速度の位置までは、かなり良く一致しているが、これより離れていくと実験値は理論値より大きくなっていく。この原因として考えられることは、理論値では、(1)壁面の曲率、すなわちボルテックス・チューブ内の半径方向の圧力勾配が考慮されていないこと。(2)半径方向に測った各点の気流は、ノズルからの通過距離がすべて異っているのを、壁面を通る気流の長さで仮定していること。すなわち、半径方向に流れ角が変化しているのであるが、これを考慮していないこと。(3)流れは壁面から管軸までの範囲に制限されていること等が考えられる。

5. 結 言

冷気温度が最低となる場合のボルテックス・チューブ内の流れについて要約すると、次の様になる。

(1) 単一ノズルの場合と、ノズル8個の場合を比べてみると、ボルテックス・チューブ内の旋回流が、単一ノズルの場合では、どの断面においても均一でな

く、逆流部分が4.0~4.5mmで一定距離偏心していたのであるが、ノズル8個の場合では、ほとんどその偏心がなくなっている。

(2) Wall jet の理論計算から求められた乱流速度分布と、実験結果から求められた速度分布を比較すると、壁面から最大速度の位置までは良く一致するが、それより離れていくに従い、実験値は理論値より大きくなっていくことが判った。

なお、この研究の一部は文部省科学研究費によって行ったことを付記します。

参 考 文 献

- (1) 三上・奥井：富山大学工学部紀要 Vol. 18, No.1-2 P. 90 昭42. 3
- (2) M.B.Glauert: Journal of Fluid Mech. Vol. 1 P625 1956

※ 日本機械学会北陸信越支部新潟地方講演会昭和43年5月31日発表

(昭43. 10. 31受付)